

Двумерные электронные системы в квантовых ямах на основе HgTe

З.Д. Квон^{1,2}, Е.Б. Ольшанецкий¹, Н.Н. Михайлов¹, Д.А. Козлов¹

¹Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, г. Новосибирск, 630090, Россия

²Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, г. Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: kvon@thermo.isp.ru

Статья поступила в редакцию 7 июля 2008 г.

Дан краткий обзор результатов изучения свойств двумерных электронных систем (ДЭС) в квантовых ямах (КЯ) на основе двойного гетероперехода CdHgTe/HgTe/CdHgTe с ориентацией поверхности (100) и (013). Описаны основные особенности энергетического спектра. Приведены результаты экспериментов, позволяющие получить информацию о параметрах данного спектра. На основе измерения циклотронного резонанса найдена зависимость эффективной массы двумерных электронов в HgTe квантовых ямах с инвертированной зонной структурой от их концентрации (N_s) в диапазоне $2,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \leq N_s \leq 9,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Эта зависимость указывает на заметную непараболичность спектра: масса растет с ростом N_s от значения $(0,026 \pm 0,005)m_0$ до $(0,0335 \pm 0,005)m_0$. Обсуждается гигантское спиновое расщепление, наблюдаемое в асимметричных КЯ HgTe, и излагаются результаты экспериментального исследования переходов квантовая холловская жидкость–изолятор и плато–плато в ДЭС в квантовых ямах на основе теллурида ртути. Описана недавно обнаруженная в исследованных КЯ двумерная электронно-дырочная система, являющаяся первой реализацией двумерного полуметалла. Установлено, что она возникает в слаболегированных КЯ с инвертированной зонной структурой и ориентацией поверхности (013). Обнаружен целый ряд особенностей в магнитотранспорте (положительное магнитосопротивление, знакопеременный эффект Холла, аномальное поведение в режиме квантового эффекта Холла), связанных с одновременным существованием двумерных электронов и дырок.

Дано короткий огляд результатів вивчення властивостей двовимірних електронних систем (ДЕС) у квантових ямах (КЯ) на основі подвійного гетеропереходу CdHgTe/HgTe/CdHgTe з орієнтацією поверхні (100) і (013). Описано основні особливості енергетичного спектра. Наведено результати експериментів, що дозволяють одержати інформацію про параметри даного спектра. На основі вимірів циклотронного резонансу знайдено залежність ефективної маси двовимірних електронів в HgTe квантових ямах з інвертованою зонною структурою від їхньої концентрації (N_s) у діапазоні $2,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \leq N_s \leq 9,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Ця залежність вказує на помітну непараболічність спектра: маса росте з ростом N_s від значення $(0,026 \pm 0,005)m_0$ до $(0,0335 \pm 0,005)m_0$. Обговорюється гігантське спінове розщеплення, що спостерігається в асиметричних КЯ HgTe, та викладаються результати експериментального дослідження переходів квантова холлівська рідина–ізолятор і плато–плато в ДЕС у квантових ямах на основі телуриду ртути. Описано недавно виявлену в досліджених КЯ двовимірну електронно–діркову систему, що є першою реалізацією двовимірного напівметалу. Установлено, що вона виникає в слабколегованих КЯ з інвертованою зонною структурою й орієнтацією поверхні (013). Виявлено цілий ряд особливостей у магнітотранспорті (позитивний магнітоопір, знакозмінний ефект Холлу, аномальне поведіння в режимі квантового ефекту Холлу), то пов'язані з одночасним існуванням двовимірних електронів і дірок.

PACS: 73.43.Qt Магниторезистивный эффект;
73.63.Hs Квантовые ямы.

Ключевые слова: электроны и дырки, полуметаллы, бесщелевые полупроводники, квантовые ямы.

1. Введение

За более чем сорокалетнюю историю физики двумерных электронных систем (ДЭС) найдено уже несколько десятков различных полупроводниковых

структур, в которых указанные системы реализуются. Появление новых структур с ДЭС сейчас уже не считается заметным событием. Но реализация ДЭС с высокой подвижностью как электронов, так и дырок в квантовых ямах (КЯ) на основе двойного гетеропере-

хода CdHgTe/HgTe/CdHgTe оказалась фактом, выходящим далеко за рамки рядового факта, и к настоящему времени исследования вылились в перспективное направление физики низкоразмерных электронных систем [1–9], уже давшее целый ряд неожиданных и важных результатов. Достаточно упомянуть недавние сообщения об экспериментальной реализации на основе указанной системы квантового холловского спинового изолятора [7,8] и двумерного полуметалла [9]. В первую очередь, подобный факт связан с уникальным, обусловленным бесщелевой природой HgTe энергетическим спектром ДЭС в КЯ HgTe, который в значительной степени определяется релятивистскими эффектами и, соответственно, спин-орбитальным взаимодействием. Не менее важен и тот факт, что благодаря последним успехам молекулярно-лучевой эпитаксии соединений A_2B_6 удается выращивать КЯ HgTe с двумерным электронным газом, имеющим подвижность электронов до $\mu_n = 6 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ и дырок до $\mu_p = 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Цель данной работы заключается в кратком обзоре основных результатов, полученных при экспериментальном и теоретическом исследовании описанной выше системы за последние пять лет.

2. Технология выращивания квантовых ям на основе HgTe

Образцы, исследованные в данной работе, были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Схематический разрез выращенных структур показан на рис. 1. В отличие от более ранних исследований [1–6], в которых в качестве поверхности МЛЭ квантовых ям использовалась (100), нами была ис-

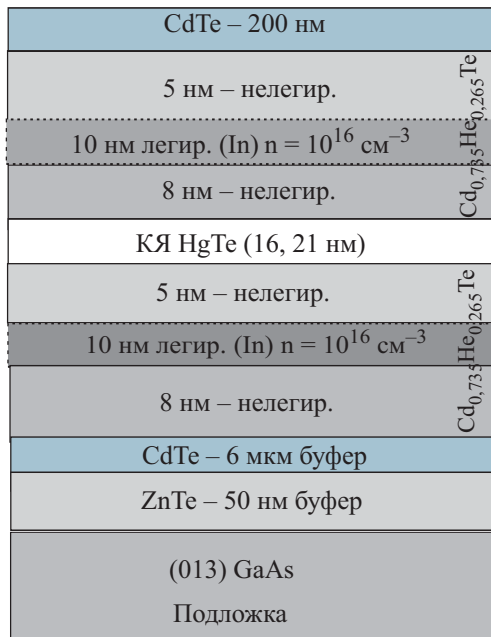


Рис. 1. Схематический разрез структуры с HgTe квантовой ямой.

пользована поверхность (013). Термодинамический анализ показывает, что при МЛЭ рост пленок КРТ (CdHgTe) осуществляется в условиях, когда две фазы КРТ и Te являются устойчивыми. Попадающие на поверхность двухатомные молекулы теллура участвуют в двух процессах: диссоциации молекул и кристаллическом росте совершенной пленки КРТ, а также кристаллизации теллура в виде самостоятельной фазы, когда процесс диссоциации не успевает произойти. В последнем случае кристаллический рост КРТ нарушается, что приводит к появлению дефектов и необратимому ухудшению поверхности и структуры КРТ. Диссоциация молекул теллура энергетически выгодна у ступени. Отсюда ясно, что использование подложек, отклоненных от сингулярных ориентаций, может привести к росту наиболее совершенных пленок. Поэтому эффективный рост твердых растворов КРТ проводится преимущественно на подложках с ориентациями поверхности (013) и (112), отклоненных от соответствующих сингулярных плоскостей примерно на 19° [10]. Следует заметить, что при малых скоростях роста даже существенные отклонения от оптимальных условий (например, в разы по давлениям компонентов) не приводят к катастрофическим изменениям структурного совершенства выращиваемых слоев. И в этом случае отсутствие ступенек не столь существенно. Поэтому использование поверхности (100) при росте КЯ, толщина которых, как правило, очень мала (и, соответственно, рост производится со скоростью на 2 порядка ниже, чем для пленок, выращиваемых для фотоприемников), не приводит к заметной генерации дефектов. Видимо, благодаря указанному обстоятельству КЯ с поверхностной ориентацией (100) обладают вполне приемлемым качеством. И все же очевидно, что благодаря ступенчатой структуре поверхности (013) рост квантовых ям на ней может дать их лучшее, чем в случае (100), качество. Именно по этой причине в данной работе была использована поверхность (013).

3. Энергетический спектр. Результаты расчетов

В данном разделе обсудим спектр, полученный в рамках разработанной в [11,12] модели расчета, в основе которой лежит численное самосогласованное решение уравнения Шредингера в приближении Хартри. Как показывают эти результаты, энергетический спектр ДЭС в HgTe имеет весьма своеобразный характер и радикальным образом зависит от толщины квантовой ямы. На рис. 2 и 3, взятых из работ [7,8], показано, как это происходит. Хорошо видно, что при толщинах КЯ $d < 6,3 \text{ нм}$ спектр характеризуется стандартным положением зон: зона проводимости формируется S-подобными волновыми функциями, а валентная зона — P-подобными (рис. 3). По мере

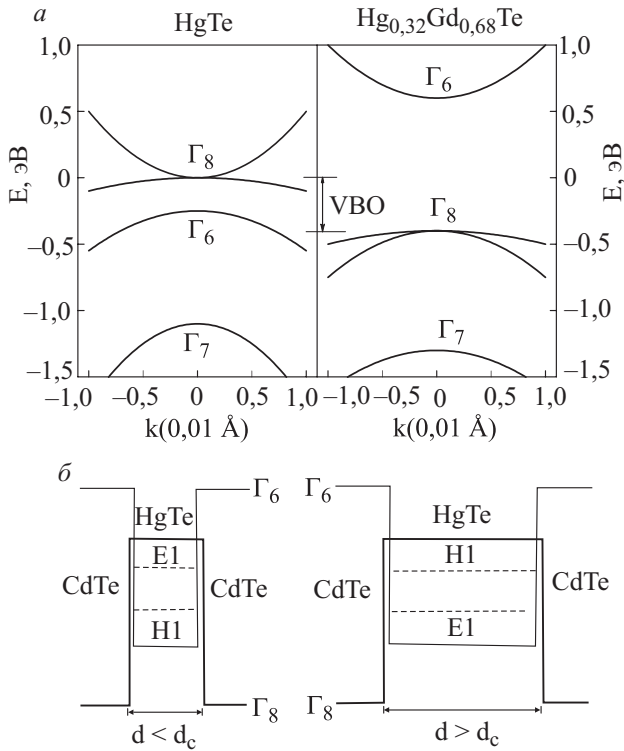


Рис. 2. Зонная диаграмма объемных HgTe и CdTe (а), уровни энергии в HgTe квантовой яме с прямой (слева) и инвертированной зонной структурой (справа) (б).

приближения d к значению 6,3 нм эти зоны начинают сближаться и при $d = 6,3$ нм происходит их слияние. Затем по мере дальнейшего увеличения толщины пленки снова возникает щель между зонами, однако уже инвертированными: зона проводимости и валентная зона формируются Р- и S-состояниями соответственно. При дальнейшем увеличении толщины ветка, соответствующая S-состоянию (Ψ_S), уходит вниз, и при $d > 8$ нм обе зоны описываются уже Р-подобными функциями (Ψ_P). Подобное поведение нетрудно

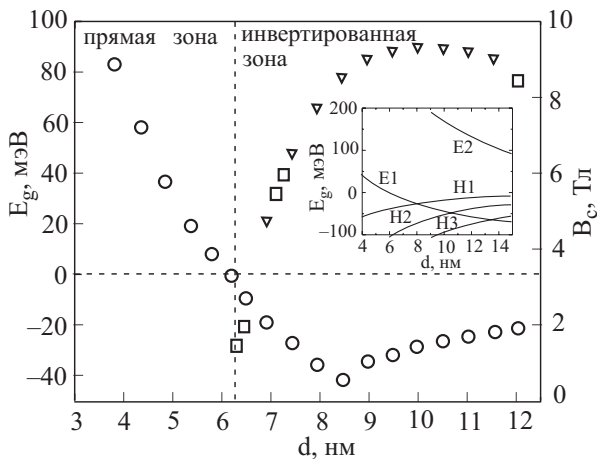


Рис. 3. Зависимость от толщины КЯ щели между валентной и зоной проводимости в HgTe квантовой яме. Вставка: ход электронноподобных и дырочноподобных зон при изменении толщины КЯ.

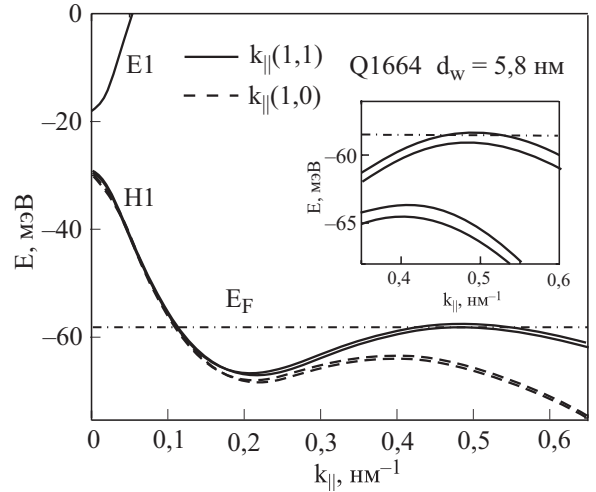


Рис. 4. Закон дисперсии двумерных электронов и дырок в квантовой яме с прямой зонной структурой.

объяснить тем, что при малых толщинах волновые функции электронов формируются под сильным влиянием широкозонного $\text{Cd}_{0,7}\text{Hg}_{0,3}\text{Te}$, имеющего стандартную прямую зонную структуру. Затем это влияние постепенно ослабевает, приводя к поведению, показанному на рис. 3 и 4. Зависимость энергии E от волнового вектора k_{\parallel} для случая прямой зонной структуры ($d \leq 5,8$ нм) показана на рис. 4 [12], а для инвертированной ямы ($d = 20$ нм) — на рис. 5 [2]. При ее анализе следует обратить внимание на три факта. Во-первых, в обоих случаях имеется крайне маленькая щель $E_g = 5\text{--}20$ мэВ между зонами. Во-вторых, в первом случае закон дисперсии дырок имеет максимум не только в центре зоны Бриллюэна, но и при конечных значениях k_{\parallel} , а во втором он имеет только боковой максимум. В-третьих, волновые функции подзон размерного квантования могут иметь различное происхождение. К примеру, волновая функция первой возбужденной подзоны размерного квантова-

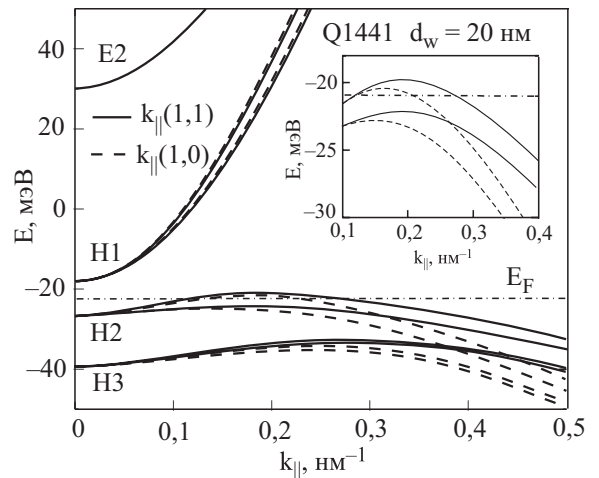


Рис. 5. Закон дисперсии двумерных электронов и дырок в квантовой яме с инвертированной зонной структурой.

ния зоны проводимости является, в отличие от таковой для основной подзоны, S-подобной. Еще одна особенность спектра двумерных электронов в КЯ HgTe — огромные величины спинового расщепления, достигающие более десятка мэВ (для сравнения заметим, что обычно оно не превышает 1 мэВ) при приложении к яме электрических полей величиной около 10^5 В/см, которые соответствуют стандартной и достигаемой в эксперименте концентрации электронов около 10^{12} см⁻². На рис. 6, также заимствованном из [2], показана рассчитанная на основе все той же модели зависимость величины спинового расщепления от k_{\parallel} спектра основной дырочноподобной подзоны квантования (Δ_h) и первой возбужденной, имеющей S-происхождение (Δ_e). Хорошо видно, что они ведут себя по-разному: Δ_h растет пропорционально k_{\parallel}^3 , затем насыщается при значениях около 15 мэВ, тогда как Δ_e имеет линейную зависимость от k_{\parallel} и насыщается при практически на порядок меньшем значении расщепления. Поведение расщепления для S-подобной зоны является обычным для, скажем, двумерных электронов в системах A_3B_5 . Большое кубическое расщепление является необычным и связано как раз с тем, что основная подзона квантования зоны проводимости формируется Ψ_p -функциями.

4. Энергетический спектр. Результаты экспериментов

Начнем с данных по величине эффективной массы m_n . Она определялась на основе измерений температурной зависимости амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза [14] и измерений циклотронной резонансной фотопроводимости (ЦРФ) [15]. Очевидно, что второй метод в отличие от первого является прямым и поэтому значи-

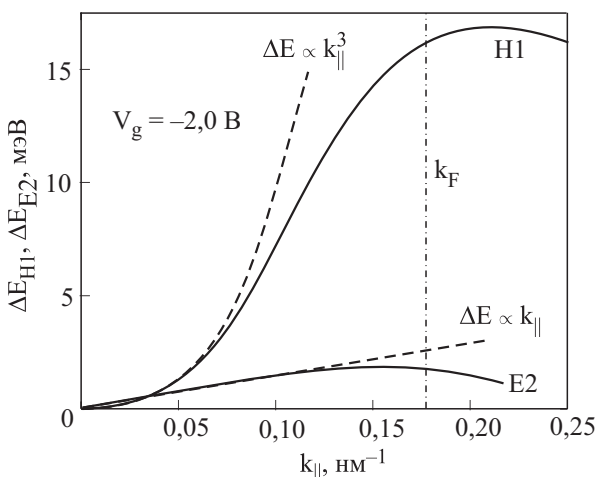


Рис. 6. Спиновое расщепление дырочноподобной зоны проводимости (H1) и электронноподобной зоны (E2) в асимметричной квантовой яме с инвертированной зонной структурой ($d_{\omega} = 21$ нм).

тельно более точным. Поэтому в данном разделе основное внимание будет уделено эксперименту по ЦРФ. Он проводился с двумерным электронным газом (ДЭГ) в КЯ HgTe трех толщин 8, 16 и 21 нм, т.е. фактически в ямах с инвертированным спектром. Циклотронная резонансная фотопроводимость была измерена в диапазоне концентраций электронов от $2 \cdot 10^{11}$ до $9,6 \cdot 10^{11}$ см⁻² при температурах 2–40 К. Подвижность электронов лежала в диапазоне от 10^5 до $5 \cdot 10^5$ см²/(В·с), что означает высокое качество всех изученных структур.

Экспериментальные образцы представляли собой стандартные холловские мостики шириной 50 мкм с расстоянием между потенциометрическими контактами 100 и 250 мкм, изготовленные с помощью обычной фотолитографии. Омические контакты создавались вжиганием индия. В эксперименте измерялась фотопроводимость (ФП) описанных образцов под действием излучения субмиллиметрового лазера на длине волны 118,8 мкм (соответствующая энергия фотонов 10,4 мэВ).

Фотопроводимость (ΔG_{ph}) измерялась на основе стандартной модуляционной методики. Отметим, что при температурах $T < 10$ К экспоненциально сильная температурная зависимость амплитуды шубниковских осцилляций не позволяла измерять правильную форму ЦРФ. Чтобы избежать искажения формы, практически все измерения проводились при $T > 20$ К, когда осцилляции Шубникова–де Гааза подавлены и пренебрежимо малы. На рис. 7 приведены зависимости ΔG_{ph} от магнитного поля B для КЯ всех указанных выше толщин. Как видно, все они имеют вид резонансных пиков, расположенных в области магнитных полей от 2 до 3 Тл. Отметим, что знак ФП определяется знаком производной $dR(T)/dT$, где $R(T)$ — температурная зависимость сопротивления. В частности, для ДЭГ в 8-нанометровой (8-нм) КЯ знак производной положителен (см. вставку к рис. 7), а для 16 нм он отрицателен. Этот факт — свидетельство разогретой природы исследуемой ЦРФ. Форма ЦРФ близка к лоренцевской и определяется формой циклотронного резонансного поглощения. Как ясно показывает рис. 7, максимумы $\Delta G_{ph}(B)$ расположены при различных значениях магнитного поля. Это связано в основном с различной концентрацией электронов во всех трех ямах. Отметим, что при одной и той же концентрации электронов нам не удалось обнаружить различия в положении пиков, что указывает на слабую зависимость m_n от толщины КЯ. Поэтому остается предположить, что указанный факт связан в основном с заметной непараболичностью зоны проводимости, вызванной, фактически, бесщелевой природой объемного HgTe.

Рисунок 8 суммирует данные, полученные для всех образцов, в виде зависимости m_n от N_s . Там же приведены результаты [14] из измерений темпе-

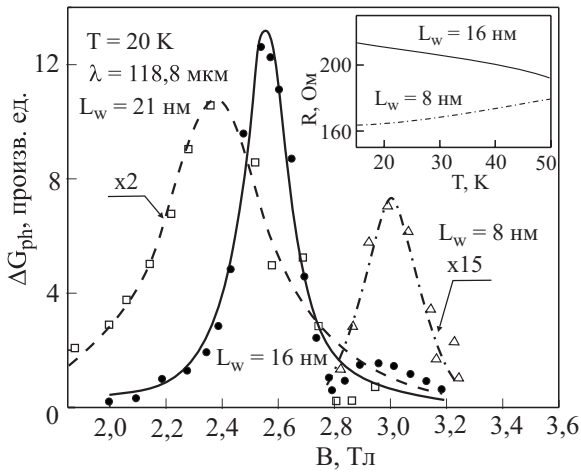


Рис. 7. Циклотронная резонансная фотопроводимость ДЭГ в (013) HgTe квантовых ямах трех различных толщин: 8, 16 и 21 нм. Вставка: температурная зависимость сопротивления для КЯ 8 и 16 нм.

ратурной зависимости амплитуды шубниковских осцилляций. Обе зависимости демонстрируют заметную непараболичность эффективной массы в диапазоне $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} < N_s < 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Однако точность определения m_n из осцилляций ШдГ значительно ниже, а при $N_s < 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ошибка превышает 20%. Поэтому анализировать можно только данные, полученные из измерений ЦРФ. Они показывают, что, как и следовало ожидать, энергетический спектр электронов имеет непараболичность, когда в указанном выше диапазоне N_s эффективная масса увеличивается от величины $(0,0260 \pm 0,0005)m_0$ до $(0,0335 \pm 0,0005)m_0$.

Проанализируем ширину резонансов Γ_{CR} . Как было отмечено выше, их форма хорошо описывается лоренцианом, полуширина которого равна 1,76; 0,76 и 0,52

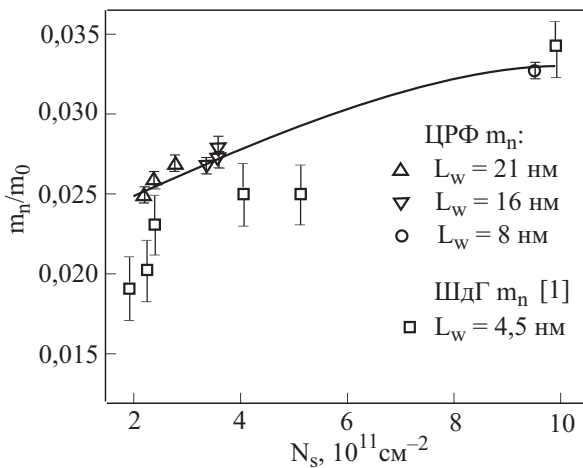


Рис. 8. Эффективная масса двумерных электронов в (013) HgTe квантовых ямах различных толщин при различной концентрации электронов. Для ямы толщиной 4,5 нм масса определена из температурной зависимости шубниковских осцилляций. Для остальных ям масса измерена по положению пика ЦРФ.

мэВ для КЯ 21; 16 и 8 нм соответственно. Если полуширина резонанса определяется столкновительным уширением $\Gamma_c = \hbar/\tau_{tr}$, то очевидно, что она должна определяться подвижностью электронов ($\mu = e\tau_{tr}/m_n$). Однако в эксперименте самым узким резонансом является $\Delta G_{ph}(B)$ для 8-нанометровой ямы, для которой подвижность электронов наименьшая. Сравнение Γ_{CR} и Γ_c показывает, что отношение Γ_{CR}/Γ_c всегда значительно больше единицы. К примеру, для 21-нм КЯ $\Gamma_{CR}/\Gamma_c = 10$. Приведенные факты показывают, что уширение циклотронного резонанса в изучаемой системе не связано с рассеянием на большие углы. По этой причине интересно также сравнить Γ_{CR} с $\Gamma_q = \hbar/\tau_q$, где время $\tau_q = \hbar/(2\pi k T_D)$ (T_D — температура Дингля) определяет амплитуду осцилляций ШдГ и обычно связано с рассеянием на все углы. Измерения шубниковских осцилляций дают величины Γ_q , лежащие в пределах 5–10 мэВ. Это означает, что иерархия времен в ДЭГ в КЯ на основе HgTe имеет весьма необычный характер, когда все три времени τ_{tr} , τ_{cr} и τ_q неодинаковы: $\tau_{tr} \gg \tau_{cr} \gg \tau_q$. Подобная иерархия времен однозначно свидетельствует, что рассеяние на короткодействующем потенциале не является доминирующим в изучаемом ДЭГ. И скорее всего, рассеивающий потенциал — сложная комбинация как короткодействующего, так и дальнедействующего потенциалов аналогично практически всем гетеропереходам [16,17].

Как было отмечено выше, численные расчеты спектра двумерных электронов указывают на еще одну важную особенность энергетического спектра ДЭГ в КЯ HgTe — гигантскую величину рашбовского спинового расщепления (см. рис. 6), фактически вызванного сильным влиянием спин-орбитального взаимодействия. Эксперимент [4], проведенный с квантовыми ямами, в которых асимметрия ямы достигалась путем сильного легирования только одного HgCdTe верхнего (более близкого к поверхности) барьера, основанный на изме-

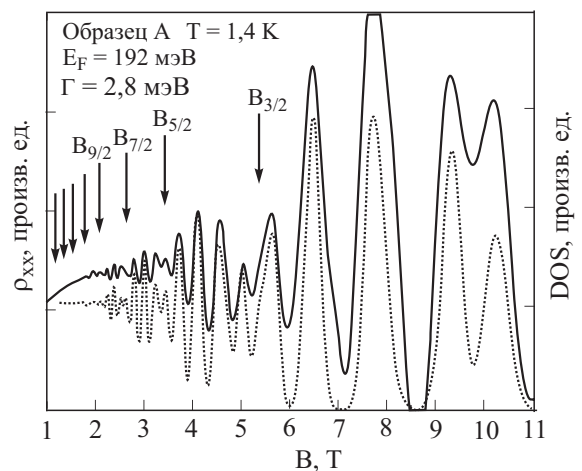


Рис. 9. Осцилляции ШдГ для асимметрично легированной КЯ HgTe толщиной 12,5 нм. Стрелками указаны биения.

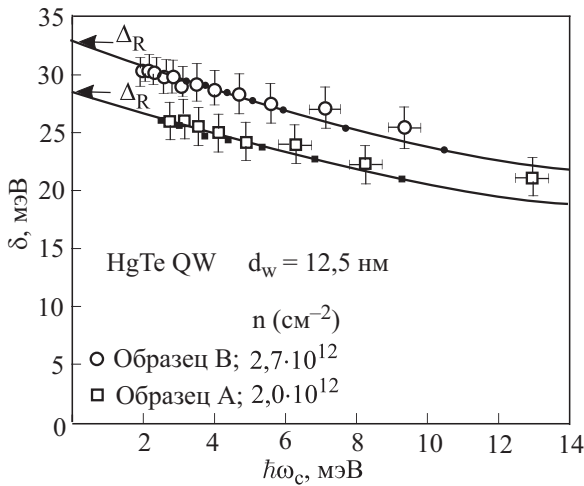


Рис. 10. Спиновое расщепление, найденное из биений ШдГ осцилляций на рис. 9.

рении биений шубниковских осцилляций, полностью подтверждает сделанный на основе расчетов вывод. На рис. 9, взятom из [4], показаны осцилляции ШдГ для асимметричных ям. Прекрасно видны биения этих осцилляций. На рис. 10, также из [4], приведены величины спинового расщепления, найденные по указанным биениям в зависимости от циклотронной энергии электронов ω_c . Как видно, спиновое расщепление в ДЭГ действительно достигает гигантских величин (более чем на порядок выше, чем в широко исследованных модельных спиновых системах на основе InAs), сравнимых с комнатными температурами.

5. Переходы квантовая холловская жидкость–изолятор и плато–плато

Результаты предыдущего раздела показывают, что ДЭГ в HgTe квантовых ямах характеризуется малой эффективной массой. Таким образом, система характеризуется большими значениями циклотронной энергии. Если учесть и аномально большие значения диэлектрической проницаемости ϵ_{HgTe} (достигающие нескольких десятков и даже сотен [18]), то можно сделать вывод, что в изучаемой системе должны быть сильно подавлены эффекты экранирования. Однако из-за больших значений ϵ_{HgTe} сам неэкранированный потенциал сильно ослаблен, тогда изучаемая система должна в магнитном поле представлять собой модельную двумерную систему со слабым дальнедействующим потенциалом с большими расстояниями между уровнями Ландау. Поэтому представляется интересным изучить, как теории, претендующие на универсальное описание квантового эффекта Холла, описывают КЭХ в данной системе.

Для магнитотранспортных измерений были использованы холловские мостики, уже описанные в разд. 4. Измерения проводились в диапазоне темпера-

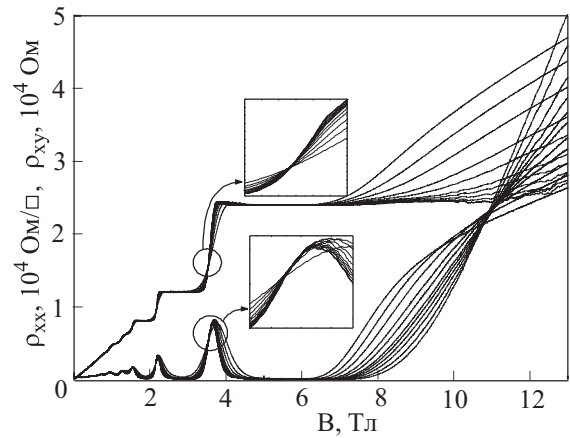


Рис. 11. Диагональная $\rho_{xx}(B)$ и холловская $\rho_{xy}(B)$ компоненты сопротивления ДЭГ в КЯ HgTe толщиной 21 нм.

тур 4,2–0,06 К и в магнитных полях до 15 Тл с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования. На рис. 11 показано поведение диагональной ρ_{xx} и холловской ρ_{xy} для ДЭГ в 21-нм КЯ в режиме КЭХ в диапазоне температур 0,3–3 К и в магнитных полях до 13 Тл. Начиная с полей $B \approx 2$ Тл они ведут себя обычным для режима КЭХ образом: широкие минимумы на зависимости $\rho_{xx}(B)$ сопровождаются соответствующими широкими плато на $\rho_{xy}(B)$. Более того, при поле $B_c = 10,9$ Тл наблюдается критическая точка, указывающая на наличие перехода КЭХ жидкость–изолятор, происходящего в момент пересечения уровнем Ферми основного уровня Ландау. Причем при B_c значение $\rho_{xx}^c = 0,9h/e^2$. Переход плато с $\nu = 2$ – плато с $\nu = 1$ также демонстрирует критическое поведение. Таким образом, как показывает рис. 11, при $T < 1,6$ К в 21-нм КЯ наблюдается переход КЭХ жидкость–изолятор, демонстрирующий все необходимые особенности, ранее наблюдаемые в ДЭГ в гетероструктурах AlGaAs и SiGe/Si: наличие критического магнитного поля, величина ρ_{xx}^c , близкая к h/e^2 , и существование плато в ρ_{xy} на диэлектрической стороне перехода. Кроме того, переход плато–плато, сопровождаемый критическим поведением. Рассмотрим, как наблюдаемые переходы описываются существующими моделями КЭХ. Рассмотрим сначала модель «полуокружности», предсказывающую красивую и простую связь между диагональной σ_{xx} и холловской σ_{xy} компонентами тензора магнитопроводимости в режиме КЭХ [19]:

$$[(\sigma_{xy} - (2n+1)e^2/2h)^2 + \sigma_{xx}^2 = (e^2/2h)^2. \quad (1)$$

Ранее было продемонстрировано, что уравнение (1) хорошо описывает данные для ДЭГ в AlGaAs и SiGe/Si гетероструктурах [20]. Сравнение эксперимента с формулой (1) показано на рис. 12. Видно, что она плохо описывает экспериментальные данные. Аналогичный результат получается при сравнении с

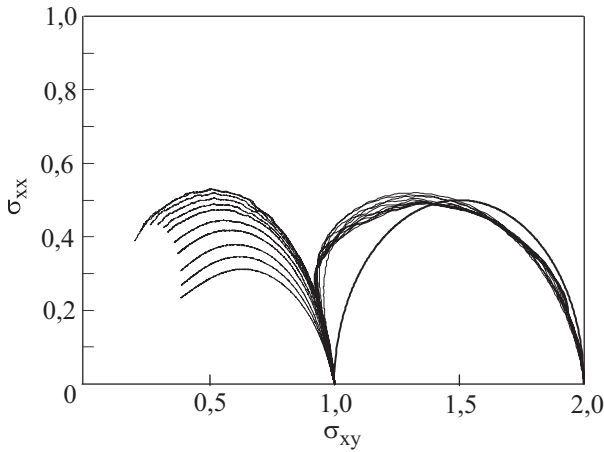


Рис. 12. Диагональная компонента проводимости σ_{xx} как функция холловской σ_{xy} .

теорией универсальной критической экспоненты [21]. Таким образом, из приведенных выше результатов можно сделать вывод, что даже в образцах, демонстрирующих критическое поведение в режиме КЭХ, детальное сравнение эксперимента и теоретических моделей показывает плохое согласие. Более того, другая группа образцов с ДЭГ в 16-нм КЯ вообще не показывает никакого критического поведения (см. рис. 13). Таким образом, можно сделать определен-

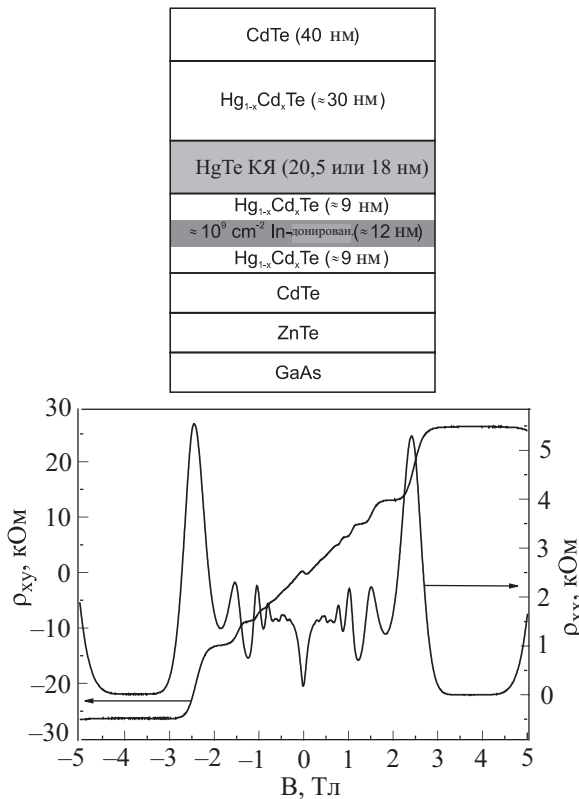


Рис. 13. Диагональная $\rho_{xx}(B)$ и холловская $\rho_{xy}(B)$ компоненты сопротивления электрон-дырочной системы в 20,5-нм HgTe КЯ со слабым легированием при $T = 0,25$ К. Сверху показан схематический разрез выращенной структуры.

ный вывод, что КЭХ в высокоподвижном ДЭГ в КЯ HgTe не описывается универсальными скейлинговыми моделями. Возможными причинами подобной ситуации могут быть: 1) сильное взаимодействие зон, приводящее к сложному энергетическому спектру двумерных электронов в магнитном поле, 2) сложный флуктуационный потенциал, содержащий как короткодействующую, так и дальнодействующую составляющие, 3) вклад электрон-фононного взаимодействия, которое может играть существенную роль в КЯ HgTe даже при низких температурах.

6. Двумерная электронно-дырочная система

Среди многочисленных реализаций двумерных систем известна только одна электронно-дырочная (Э-Д) система (в гетеропереходе InAs/GaSb), в которой благодаря тому, что зона проводимости InAs располагается напротив валентной зоны GaSb, реализуется одновременное существование двумерных электронов (ДЭ) и дырок (ДД). Она демонстрирует целый ряд особенностей магнитотранспорта, связанных с переносом тока носителями заряда разного знака [22,23]. В этой системе ДЭ и ДД, хотя и находятся в непосредственной близости друг от друга, пространственно разделены гетеропереходным барьером, и по этой причине электроны локализованы в основном в InAs, а дырки — в GaSb. Наиболее интересным свойством данной системы является ее поведение в режиме квантового эффекта Холла, где она демонстрирует минимумы в диссипативном сопротивлении и плато в холловском, соответствующие разностной концентрации ДЭ и ДД. Однако более ярким проявлением свойств Э-Д системы в гетеропереходе InAs/GaSb мешает не только уже отмеченный факт слабого перекрытия волновых функций двумерных электронов и дырок, но и то, что обычно в ней концентрация более высокоподвижных электронов в несколько раз больше концентрации более низкоподвижных дырок и тем самым вклад дырок в транспорт мал, и в системе не наблюдается даже знакопеременный эффект Холла.

В данном разделе обсуждаются свойства новой двумерной Э-Д системы (в которой отмеченные выше два недостатка гетероперехода InAs/GaSb отсутствуют), по сути, являющейся настоящим двумерным полуметаллом, подобным Bi, Sb или As, и имеющей намного более высокую подвижность электронов, и дырок. Эта система реализуется в КЯ, которые в отличие от описанных в разд. 3–5 имеют значительно меньший уровень легирования (концентрация около 10^9 см⁻²). В работе были исследованы квантовые ямы толщиной 18 и 20,5 нм. Схематический разрез такой структуры показан на вставке к рис. 13. Как видно, она совершенно аналогична описанным выше, но, от-

метим еще раз, уровень легирования индием был значительно ниже.

На рис. 13 представлены результаты измерения магнитополовой зависимости диссипативной $\rho_{xx}(B)$ и холловской $\rho_{xy}(B)$ компонент тензора сопротивления одного из образцов с квантовой ямой шириной 20,5 нм при температуре $T = 0,25$ К. На первый взгляд, наблюдается обычное для ДЭГ поведение $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$: шубниковские осцилляции средней амплитуды в магнитных полях до 4 Тл для ρ_{xx} , слабые квазиplateau для ρ_{xy} , переходящие соответственно в широкий минимум и плато режима квантового эффекта Холла с фактором заполнения $\nu = 1$. Однако более детальный анализ зависимостей $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ показывает, что они обладают целым рядом особенностей. Проанализируем сначала их поведение в слабых магнитных полях. Хорошо видно (рис. 14), что в полях, предшествующих началу осцилляций Шубникова–де Гааза, наблюдается большое, не зависящее от температуры положительное магнитосопротивление (ПМС). Но самое интересное, что это ПМС сопровождается так же не зависящим от температуры знакопеременным эффектом Холла, однозначно свидетельствующим о существовании в изучаемой КЯ носителей заряда двух знаков. И ПМС, и знакопеременный эффект Холла на рис. 14 хорошо описываются стандартной моделью двух групп носителей заряда разного знака [24]. Результаты расчета на

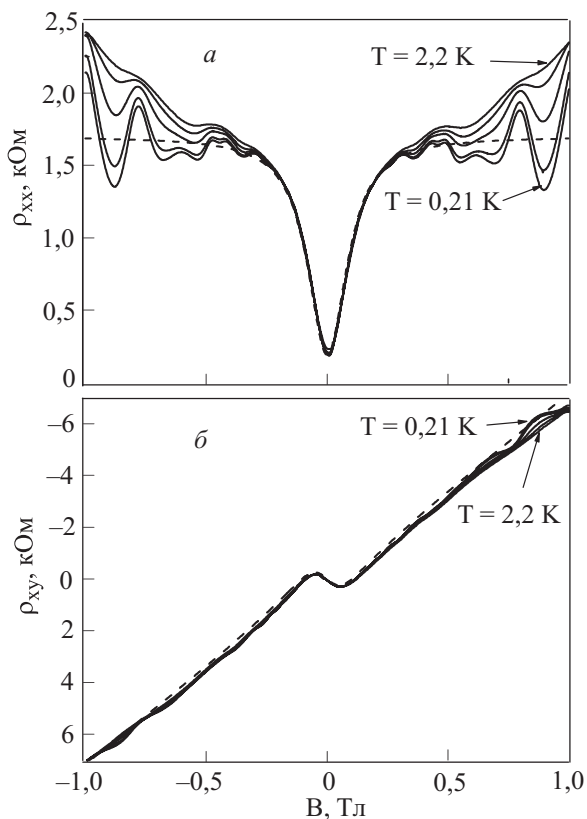


Рис. 14. Экспериментальные (—) и расчетные (---) зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ для Э-Д системы в 20,5-нм КЯ в магнитных полях до 1 Тл в диапазоне температур 0,21–2,2 К.

основе этой модели дают следующие результаты: концентрация ДЭ $N_s = 4,1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, их подвижность $\mu_n = 5,9 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$; концентрация ДД $P_s = 1,27 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu_p = 6,6 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$.

Таким образом, экспериментальное поведение $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ в магнитных полях до 0,5 Тл однозначно свидетельствует, что в слаболегированных двойных гетеропереходах $\text{Cd}_{0,7}\text{Hg}_{0,3}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Cd}_{0,7}\text{Hg}_{0,3}\text{Te}$ с ориентацией (013) реализуются КЯ, содержащие высокоподвижные ДЭ и ДД с заметно более низкой подвижностью. Интересно сравнить полученные параметры с данными для ДЭГ и ДДГ в HgTe ямах с одним типом носителей. Величина $\mu_n = 5,9 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ практически равна самой высокой из приведенных в литературе [2]. Но следует отметить, что в нашем случае она получена при более чем на порядок меньшей концентрации ДЭ, что указывает на очень высокое качество выращенных КЯ. Параметры ДД (и концентрация и подвижность) практически совпадают с приведенными в работе [13].

Обсудим теперь, каким образом в исследованных ямах может возникнуть двумерная электронно-дырочная система и реконструируем качественную картину ее энергетического спектра. Как было отмечено в разд. 3, численные расчеты зонной структуры HgTe КЯ с ориентацией поверхности (100) показывают, что при толщинах КЯ $d > 6,3$ нм в них реализуется инверсная зонная структура, когда и зона проводимости и валентная зона образованы состояниями дырочного типа. При этом если минимум основной подзоны размерного квантования для электронов расположен в центре двумерной зоны Бриллюэна, то максимум основной подзоны для дырок находится при конечных значениях волнового вектора $k_{\parallel} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ в направлении типа [1,1]. Щель, разделяющая указанные зоны, чрезвычайно мала, и для КЯ толщиной 20 нм она составляет всего несколько мэВ [13]. Можно предположить, что аналогичная зонная структура реализуется и для исследованных КЯ с одной принципиальной поправкой: между подзонами размерного квантования для электронов и дырок уже нет щели, а возникает их перекрытие. Величина этого перекрытия $E_{\text{overlap}} = E_F^n + E_F^p$, где E_F^n — энергия Ферми ДЭ, E_F^p — энергия Ферми ДД. Как показано в разд. 4, измерения эффективной массы ДЭ в HgTe КЯ с инверсными зонами дают величину $m_n \approx 0,02 m_0$ при $N_s \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Такие же данные для дырок отсутствуют, но, если следовать расчетам [13], она в 5–7 раз выше. Тогда получим $E_{\text{couple}} \approx 10$ мэВ.

Описанные выше результаты позволяют предположить существование закона дисперсии, показанного на рис. 15. Приведенный спектр напоминает зонную структуру обычных полуметаллов, подобных висмуту или сурьме, в которых перекрытие зон происходит тоже

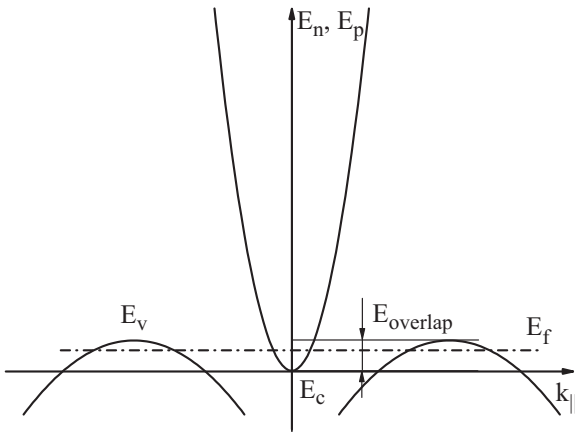


Рис. 15. Предполагаемый вид закона дисперсии Э-Д системы в КЯ HgTe.

вследствие разного положения экстремумов в k -пространстве. Отметим, что обнаруженная Э-Д система принципиальным образом отличается от известной системы в гетеропереходе InAs/GaSb: во-первых, нет никакого пространственного разделения ДЭ и ДД и они движутся в одной квантовой яме, таким образом, она представляет собой настоящий двумерный полуметалл; во-вторых, подвижность и ДЭ и ДД значительно выше и, в-третьих, концентрация более высокоподвижных ДЭ меньше, чем концентрация ДД. На рис. 16 приведены зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ для того же образца после подсветки. Видно, что области существования ПМС и знакопеременного эффекта Холла заметно расширились. Подгонка расчета (пунктирные линии) и экспериментальных кривых показывает, что это в основном связано с тем, что подсветка привела к заметному уменьшению концентрации ДД и более слабому увеличению концентрации ДЭ. Она дает для ДЭ $N_s = 4,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $\mu_n = 5,9 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, а для ДД $P_s = 7,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $\mu_p = 3,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$.

Подобный результат отражает тот факт, что плотность состояний в дырочной зоне на порядок выше, чем в зоне проводимости. Этого и следовало ожидать, если учесть большую эффективную массу дырок, а также возможное двух- или четырехкратное вырождение их спектра вследствие того, что максимумы энергии для ДД расположены вне центра зоны Бриллюэна. На рис. 17 представлены зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ для квантовой ямы толщиной 18 нм в магнитных полях до 0,5 Тл. Хорошо видны ПМС и знакопеременный эффект Холла. Для указанного случая подгонка дает следующие параметры ДЭ: $N_s = 6,9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $\mu_n = 4,5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, а для ДД $P_s = 1,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu_p = 3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Отсюда видно, что двумерная Э-Д система в 18-нм КЯ обладает немногим большим перекрытием зон ($E_{\text{overlap}} \approx 15 \text{ мэВ}$) и, таким образом, уменьшение на 10% толщины КЯ не привело к принципиальному изменению спектра. Из приведенных

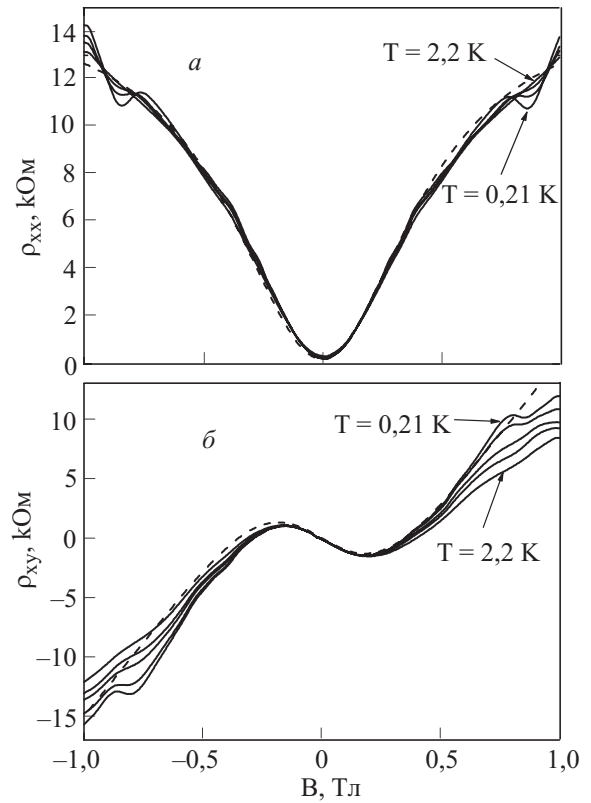


Рис. 16. Экспериментальные (—) и расчетные (---) зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ для Э-Д системы в 20,5-нм КЯ в магнитных полях до 1 Тл в диапазоне температур 0,21–2,2 К после подсветки.

экспериментальных данных можно сделать вывод, что обнаруженная Э-Д система обладает определенной устойчивостью как по отношению к подсветке, так и к небольшому изменению толщины КЯ.

Обсудим поведение этой системы в квантующих магнитных полях и режиме квантового эффекта Холла. Для этого снова обратимся к рис. 13. Детальный анализ рисунка обнаруживает ряд особенностей. Во-первых, видно, что осцилляции Шубникова–де Гааза не растут монотонно с ростом магнитного поля, а ведут себя нерегулярно. Более того, они не демонстрируют обычной для ДЭГ или ДДГ периодичности по шкале обратного магнитного поля. В диапазоне полей 1–2 Тл их амплитуда аномально мала для двумерной системы с такими высокими подвижностями и при таких низких температурах, как в эксперименте, результаты которого показаны на рис. 13 ($T = 0,25 \text{ К}$). Но при $B \approx 2,5 \text{ Тл}$ на зависимости $\rho_{xx}(B)$ появляется широкий и глубокий минимум, сопровождаемый плато холловского сопротивления, соответствующий фактору заполнения $n = 1$. Положение плато и минимума соответствует разностной концентрации ДД и ДЭ ($P_s - N_s$), тем самым подтверждая установленный ранее факт [23], что квантовый эффект Холла в двумерной Э-Д системе отражает именно эту концентрацию. Причем подобный результат впервые

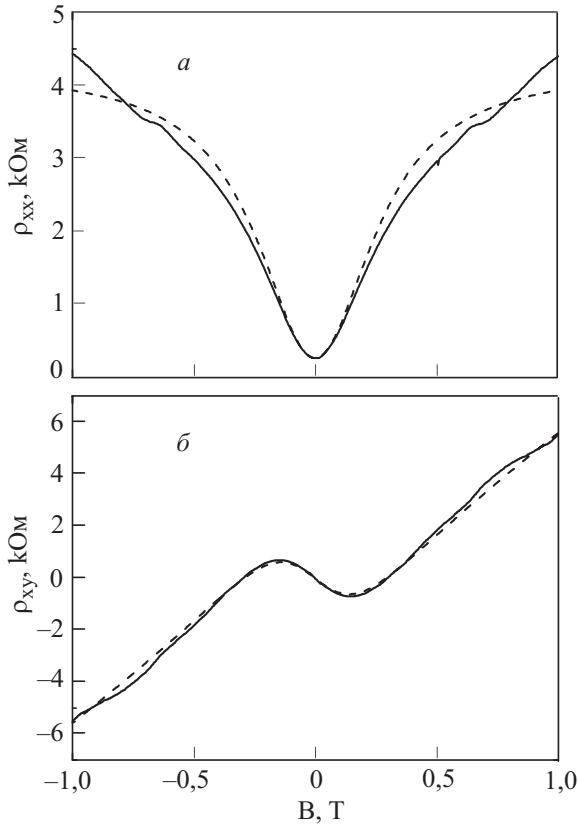


Рис. 17. Экспериментальные (—) и расчетные (---) зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ для Э-Д системы в 18 нм КЯ в магнитных полях до 1 Т при температуре 0,21 К.

получен для $\nu = 1$. В остальном поведение данной системы в режиме КЭХ существенно отличается от того, что наблюдалось ранее [23]. Особенно интересным выглядит уже описанное поведение $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ с ростом магнитного поля. Фактически оно указывает, что до определенного значения магнитного поля (в данном случае до 2,5 Тл) в системе наблюдаются аномально малые щели между уровнями Ландау, за которыми затем при $2,5 \text{ Тл} > B > 4,5 \text{ Тл}$ следует одна большая щель для состояния с $\nu = 1$. Этот факт свидетельствует о сильной гибридизации спектра обнаруженной Э-Д системы в квантующем магнитном поле, приводящей к его радикальной перестройке по сравнению с двумерными системами с одним типом носителей заряда.

7. Заключение

Начатое в конце 90-х годов исследование ДЭС в квантовых ямах на основе теллурида ртути после периода, в основном связанного с получением информации об энергетическом спектре, а также с изучением стандартных магнитотранспортных свойств, обсуждение которых явилось основным предметом данного обзора, переживает в настоящее время качественный скачок, вызванный открытием новых свойств. К ним

следует, во-первых, отнести недавнее предсказание [7] и наблюдение [8] принципиально нового явления — квантового спинового эффекта Холла. В данном обзоре этот эффект не обсуждался, так как его исследования находятся в начальной стадии. Во-вторых, конечно, это реализация принципиально новой электронно-дырочной системы, фактически являющейся первым двумерным аналогом трехмерных полуметаллов, таких как висмут, сурьма или мышьяк [9]. Таким образом, самое интересное в экспериментальном и теоретическом исследовании свойств ДЭС в квантовых ямах на основе теллурида ртути еще впереди.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 06-02-16129 и 08-02-01007) и РАН (программы «Квантовая макрофизика», «Квантовые наноструктуры» и «Сильнокоррелированные системы»).

1. F. Goschenhofer, J. Gerschütz, A. Pfeuffer-Jeschke, R. Hellmig, C.R. Becker, and G. Landwehr, *J. Electr. Mater.* **27**, 532 (1998).
2. X.C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, V. Hock, H. Buhmann, C.R. Becker, and G. Landwehr, *Phys. Rev.* **B63**, 245305 (2001).
3. X.C. Zhang, K. Ortner, A. Pfeuffer-Jeschke, C.R. Becker, and G. Landwehr, *Phys. Rev.* **B69**, 115340 (2004).
4. Y.S. Gui, C.R. Becker, N. Dai, J. Liu, Z.J. Qiu, E.G. Novik, M. Schdfer, X.Z. Shu, J.H. Chu, H. Buhmann, and L.W. Molenkamp, *Phys. Rev.* **B70**, 115328 (2004)
5. C.R. Becker, K. Ortner, X.C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, V. Latussek, Y.S. Gui, V. Daumer, H. Buhmann, G. Landwehr, and L.W. Molenkamp, *Physica* **E20**, 436 (2004).
6. M. König, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 076804 (2006).
7. B. Andrei Bernevig, Taylor L. Hughes, and Shou-Cheng Zhang, *Science* **314**, 1757 (2006).
8. Markus König, Steffen Wiedmann, Christoph Brüne, Andreas Roth, Hartmut Buhmann, Laurens W. Molenkamp, Xiao-Liang Qi, and Shou-Cheng Zhang, *Science* **318**, 766 (2007).
9. З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Д.А. Козлов, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, Д.Г. Икусов, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 588 (2008).
10. Yu.G. Sidorov, V.S. Varavin et al., *Growth Cryst.* **20**, 35 (1996).
11. A. Pfeuffer-Jeschke, *thesis*, University of Wurzburg (2000).
12. E.G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C.R. Becker, G. Landwehr, H. Buhmann, and L.W. Molenkamp, *Phys. Rev.* **B72**, 035321 (2005).
13. K. Ortner, X.C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, C.R. Becker, G. Landweh, and L.W. Molenkamp, *Phys. Rev.* **B66**, 075322 (2002).
14. A. Pfeuffer-Jeschke, F. Goschenhofer, S.J. Cheng, V. Latussek, J. Gerschutz, C.R. Becker, R.R. Gerhardts, and G. Landwehr, *Physica* **B256–258**, 486 (1998).
15. Z.D. Kvon, S.N. Danilov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, and S.D. Ganichev, *Physica* **E40**, 1885 (2008).
16. E.B. Olshanetsky, V. Renard, Z.D. Kvon, J.C. Portal, N.J. Woods, J. Zhang, and J.J. Harris, *Phys. Rev.* **B68**, 085304 (2003).

17. V. Renard, Z.D. Kvon, G.M. Gusev, and J.C. Portal, *Phys. Rev.* **B70**, 033303 (2004).
18. Н.Н. Берченко, М.В. Пашковский, *УФН* **119**, 223 (1976).
19. A.M. Dykhne and I.M. Ruzin, *Phys. Rev.* **B50**, 6940 (2000).
20. M. Hilke, D. Shahar, S.H. Song, D.C. Tsui, M. Shayegan, and Y.H. Xie, *Ann. Phys (Leipzig)* **8**, 603 (1999).
21. B. Huckestein, *Rev. Mod. Phys.* **67**, 357 (1995).
22. E.E. Mendez, L.L. Chang, C.-A. Chang, L.F. Alexander, and L. Esaki, *Surf. Sci.* **142**, 215 (1984).
23. E.E. Mendez, L. Esaki, and L.L. Chang, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2216 (1985).
24. В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников, *Физика полупроводников*, Наука, Москва (1990).

Two-dimensional electron systems in HgTe quantum wells

Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, N.N. Mikhailov,
and D.A. Kozlov

This publication gives a short review of the properties of two-dimensional electron systems in quantum wells based on a double heterostructure CdHgTe/HgTe/CdHgTe with surface orientations (100) and (013). The main features of the electron system energy spectrum are described. The dependence of the effective mass of two-dimensional electrons in HgTe quantum wells versus their density

($2.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \leq N_s \leq 9.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) has been obtained from the cyclotron resonance measurements. This dependence is indicative of a marked nonparabolicity of the energy spectrum: the effective mass increases with the density N_s from $(0.026 \pm 0.005)m_0$ to $(0.0335 \pm 0.005)m_0$. The paper contains a discussion of a giant spin splitting observed in asymmetrical HgTe quantum wells and presents the results of the experimental study of the quantum Hall liquid–quantum Hall insulator and plateau–plateau transitions in a two-dimensional electron system in HgTe quantum wells. Also presented in the paper is a new type of electron-hole system observed in the investigated HgTe quantum wells that is the first realization of a two-dimensional semimetal. It is established that this system is realized in weakly doped quantum wells with inverted band structure and surface orientation (013). A number of magnetotransport phenomena associated with a co-existence of two-dimensional electrons and holes has been observed: a positive magnetoresistance, a variable-sign Hall effect, an anomalous behavior in the quantum Hall effect regime.

PACS: 73.43.Qt Magnetoresistance;
73.63.Hs Quantum wells.

Keywords: electrons and holes, semimetals, gapless semiconductors, quantum wells.